

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

П. К. Скоков, Д. А. Петров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В настоящей работе исследованы возможные ориентационные фазовые переходы в антиферромагнитном жидком кристалле (АЖК) – низкоконцентрированной суспензии наноразмерных магнитных частиц (объемная доля примеси $f \sim 10^{-7} \div 10^{-5}$) на основе нематического жидкого кристалла (НЖК). Другое название такого композитного материала – ферронематик (ФН). Отличительной особенностью АЖК является то, что в нем имеются равные доли примесных частиц с антипараллельно направленными магнитными моментами, таким образом АЖК обладает нулевой суммарной намагниченностью в отсутствие внешнего магнитного поля и представляет собой жидкокристаллический аналог антиферромагнетика [1–2].

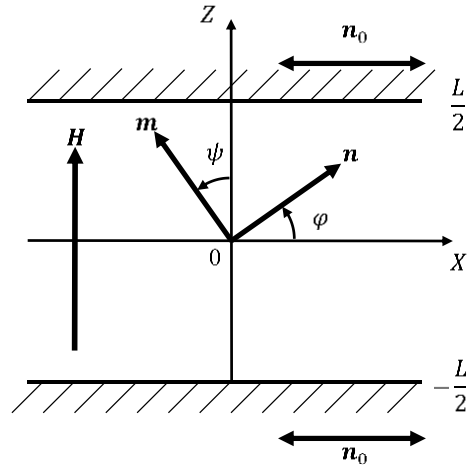


Рис. 1. Геометрия задачи

Рассматривался плоский слой АЖК (Рис. 1) толщиной L с мягким планарным сцеплением директора \mathbf{n} с границами слоя, так что в отсутствие внешних полей директор на границах слоя параллелен оси легкого ориентирования $\mathbf{n}_0 = (1, 0, 0)$. Сцепление директора \mathbf{n} с феррочастицами будем полагать мягким и гомеотропным, т.е. в отсутствие внешних полей директор и намагниченность \mathbf{m} ортогональны друг другу.

Задача решалась в рамках континуальной теории, в основе которой лежит функционал свободной энергии ФН [1–3]

$$F = \int (F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5) dV + \oint F_S dS, \quad (1)$$

$$F_1 = \frac{1}{2} [K_{11}(\text{div } \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \text{rot } \mathbf{n})^2 + K_{33}(\mathbf{n} \times \text{rot } \mathbf{n})^2],$$

$$F_2 = -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2, \quad F_3 = -\mu_s (f_+ - f_-) \mathbf{m} \cdot \mathbf{H},$$

$$F_4 = \frac{W_p}{d} (f_+ + f_-) (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2, \quad F_5 = \frac{k_B T}{v} (f_+ \ln f_+ + f_- \ln f_-).$$

Здесь K_{11} , K_{22} и K_{33} – константы Франка; $\chi_a > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости; μ_s – намагниченность насыщения материала феррочастиц; f_+ и f_- – объемные доли феррочастиц в суспензии с магнит-

ными моментами, ориентированным параллельно и антипараллельно оси Z в отсутствие магнитного поля $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ соответственно; $W_p > 0$ – плотность энергии сцепления ЖК-матрицы с поверхностью магнитных частиц; d – диаметр магнитной частицы; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; v – объем магнитной частицы.

Слагаемое F_1 представляет плотность свободной энергии ориентационно-упругих деформаций директора, вклады F_2 и F_3 – учитывают взаимодействие НЖК-матрицы и феррочастиц с магнитным полем соответственно, F_4 – объемная плотность энергии сцепления феррочастиц и директора, слагаемое F_5 учитывает вклад энтропии смещения идеального раствора феррочастиц в суспензии. Поверхностная плотность энергии сцепления НЖК с границами слоя описывается выражением [3]

$$F_S = - \left(\frac{W_{top} + W_{down}}{2} \right) (\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}_0)^2,$$

где W_{top} и W_{down} – плотности энергии сцепления директора с верхней и нижней границами слоя соответственно.

Для удобства нами использовались следующие безразмерные величины и параметры [1, 2]: координата $\tilde{z} = z/L$; энергии сцепления директора с границами слоя и поверхностью феррочастиц $\omega_{top} = LW_{top}/K_{11}$, $\omega_{down} = LW_{down}/K_{11}$ и $\sigma = W_p \bar{f} L^2 / (K_{11} d)$ соответственно; сегрегационный параметр $\kappa = k_B T \bar{f} L^2 / (K_{11} v)$; напряженность магнитного поля $h = HL \sqrt{\chi_a / K_{11}}$; параметр $b = M_s \bar{f} L / \sqrt{K_{11} \chi_a}$, характеризующий какой из ориентационных механизмов преобладает в ФН (дипольный или квадрупольный); приведенные объемные доли феррочастиц $g_{\pm} = f_{\pm} / \bar{f}$ ($\bar{f} = Nv/V$, N – число феррочастиц в объеме V АЖК) и параметр анизотропии ориентационной упругости $k = K_{33}/K_{11}$.

В рассматриваемой геометрии директор и единичный вектор намагниченности можно представить в следующем виде:

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi(z), 0, \sin \varphi(z)), \quad \mathbf{m} = (-\sin \psi(z), 0, \cos \psi(z)). \quad (2)$$

После минимизации свободной энергии (1) по углам ориентации директора φ , намагниченности ψ и приведенным объемным долям частиц g_+ и g_- , была получена система уравнений ориентационного и магнитного равновесия ФН

$$\ddot{\varphi} K(\varphi) + \frac{1}{2} \dot{\varphi}^2 \frac{dK(\varphi)}{d\varphi} + \frac{h^2}{2} \sin 2\varphi - \sigma(g_+ + g_-) \sin(2\varphi - 2\psi) = 0,$$

$$\text{th}(bh \cos \psi / \kappa) hb \sin \psi - \sigma \sin(2\varphi - 2\psi) = 0,$$

$$g_{\pm} = Q \exp \left\{ \pm \frac{bh \cos \psi}{\kappa} - \frac{\sigma \sin^2(\varphi - \psi)}{\kappa} \right\}, \quad (3)$$

где константа нормировки имеет вид

$$Q^{-1} = \int_{-1/2}^{1/2} \left[2 \exp\left(-\frac{\sigma \sin^2(\varphi - \psi)}{\kappa}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{bh \cos \psi}{\kappa}\right) \right] d\tilde{z}$$

и определяется из условия постоянного числа частиц в системе

$$\int (g_+ + g_-) d\tilde{z} = 1.$$

Здесь также было введено обозначение $K(\varphi) = \cos^2 \varphi + k \sin^2 \varphi$, а точками обозначены производные по \tilde{z} .

Варьирование поверхностных вкладов в (1) позволяет получить граничные условия для верхней и нижней пластины соответственно

$$\left(\dot{\varphi} K(\varphi) + \frac{\omega_{top}}{2} \sin 2\varphi \right) \Big|_{z=1/2} = 0, \quad \left(\dot{\varphi} K(\varphi) - \frac{\omega_{down}}{2} \sin 2\varphi \right) \Big|_{z=-1/2} = 0. \quad (4)$$

Система уравнений (3)–(4) имеет несколько тривиальных решений, каждое из которых отвечает однородному состоянию ФН. В отсутствие магнитного поля ФН находится в компенсированной фазе, для которой $\varphi(\tilde{z}) \equiv \psi(\tilde{z}) \equiv 0$, а распределение примесных частиц является одинаковыми и однородным $g_{\pm}(\tilde{z}) = 1/2$. Включение магнитного поля не вызывает искажения ориентационной структуры, т.е. ФН остается в однородном состоянии ($\varphi(\tilde{z}) \equiv \psi(\tilde{z}) \equiv 0$), однако начинает происходить перераспределение феррочастиц между магнитными подсистемами. Из (3) видно, что $g_{\pm} = \exp\{\pm hb/\kappa\} / [2 \operatorname{ch}(hb/\kappa)]$, т.е. g_+ увеличивается с ростом поля, а g_- — уменьшается. Суспензия перестает быть компенсированной и представляет собой жидкокристаллический аналог ферримагнетика (ферримагнитная фаза). Система находится в однородном состоянии, пока магнитное поле не превысит некоторого порогового значения h_c , выше которого появляются искажения ориентационной структуры. Вблизи h_c распределения директора и намагниченности близки к однородным и уравнения (3) с граничными условиями (4) могут быть линеаризованы по малым углам отклонения директора от оси легкого ориентирования $\varphi(\tilde{z}) \ll 1$ и намагниченности от направления поля $\psi(\tilde{z}) \ll 1$, в результате получим

$$\ddot{\varphi} + \lambda^2 \varphi = 0, \quad (\dot{\varphi} + \omega_{top} \varphi) \Big|_{z=1/2} = 0, \quad (\dot{\varphi} - \omega_{down} \varphi) \Big|_{z=-1/2} = 0, \quad (5)$$

где введено обозначение $\lambda^2 = h_c^2 - 2\sigma b h_c / [2\sigma \operatorname{cth}(bh_c/\kappa) + bh_c]$. Из условия существования нетривиального решения уравнений (5) найдем уравнение для поля перехода из ферримагнитной однородной фазы в неоднородное состояние

$$\operatorname{tg} \lambda = \frac{\lambda(\omega_{top} + \omega_{down})}{\lambda^2 - \omega_{top} \omega_{down}}. \quad (6)$$

Неоднородное состояние является устойчивым, пока магнитное поле не превысит некоторого значения h_s , выше которого исчезают искажения ориентационной структуры и ФН переходит в состояние насыщения $\varphi(\tilde{z}) \equiv \pi/2$, $\psi(\tilde{z}) \equiv 0$ и $g_{\pm} = \exp\{\pm bh/\kappa\}/[2\text{ch}(bh/\kappa)]$. Вблизи h_s отклонения директора и намагниченности от направления поля малы и система (3) с граничными условиями (4) может быть линеаризована по малым $\varphi(\tilde{z}) \equiv \pi/2 - \delta\varphi(\tilde{z})$, $\delta\varphi(\tilde{z}) \ll 1$ и $\psi(\tilde{z}) \ll 1$:

$$\begin{aligned} \delta\ddot{\varphi} - \Lambda^2\delta\varphi &= 0, \\ (k\delta\dot{\varphi} - \omega_{top}\delta\varphi)|_{z=1/2} &= 0, \end{aligned}$$

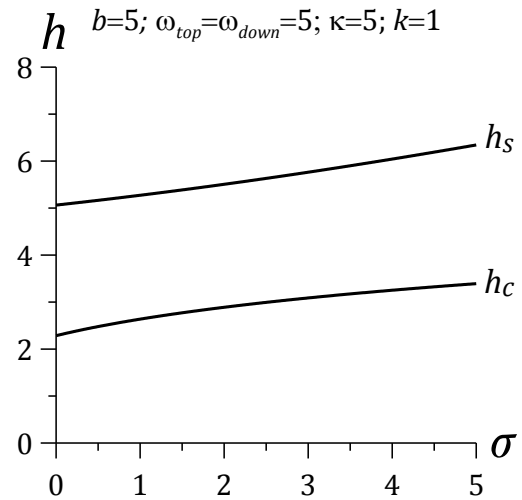


Рис. 2. Диаграмма ориентационных фаз ферронематика

$$(k\delta\dot{\varphi} + \omega_{down}\delta\varphi)|_{z=-1/2} = 0, \quad (7)$$

где $\Lambda^2 = k^{-1}(h_s^2 - 2\sigma bh_s/[bh_s - 2\sigma\text{cth}(bh_s/\kappa)])$.

Из условия существования нетривиального решения уравнения (7) найдем выражение для пороговых полей перехода в состояние насыщения:

$$\text{th } \Lambda = \frac{k\Lambda(\omega_{top} + \omega_{down})}{k^2\Lambda^2 + \omega_{top}\omega_{down}}. \quad (8)$$

На рисунке 2 представлена диаграмма ориентационных фаз АЖК. Ниже кривой h_c находится однородная ферромагнитная фаза, выше кривой h_s — однородная фаза насыщения. Область, ограниченная сверху кривой h_s , а снизу — h_c , отвечает неоднородному состоянию.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № 2014-153-643).

Список литературы

1. Zakhlevnykh A. N., Petrov D. A. Magnetic field induced orientational transitions in soft compensated ferronematics // Phase Transitions. 2014. Vol. 87. P. 1-18.
2. Zakhlevnykh A. N., Petrov D. A. Orientational bistability and magneto-optical response in compensated ferronematic liquid crystals // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2016. Vol. 401. P. 188-195.
3. Rapini A., Papoular M. Distorsion d'une lamelle nematique sous champ magnetique conditions d'ancrage aux parois // J. de Physique Colloques. 1969. Vol. 30. P. 54-56.